

文章编号：1007-4627(2023)01-0001-10

# CNPC2023+ 核物质和中子星物质的相对论第一性原理研究

王锶博<sup>1</sup>, 曲晓英<sup>2</sup>, 童辉<sup>3</sup>, 王宸璨<sup>4</sup>, 赵强<sup>5</sup>, Peter Ring<sup>6</sup>, 孟杰<sup>7</sup>

(1. 重庆大学物理学院, 重庆 401331;  
2. 贵州民族大学物理与机电工程学院, 贵州贵阳 550025;  
3. 波恩大学亥姆霍兹辐射与核物理研究所, 德国波恩 D-53115;  
4. 中山大学物理与天文学院, 广东珠海 519082;  
5. 基础科学研究院奇特核研究中心, 韩国大田 34126;  
6. 慕尼黑工业大学物理学院, 德国加兴 D-85747;  
7. 北京大学核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

**摘要：**相对论 Brueckner-Hartree-Fock (RBHF) 理论是相对论框架下重要的第一性原理方法, 仅包含两体力即可以满意描述核物质的饱和性质。在完备的 Dirac 空间中自洽求解核物质 RBHF 方程, 唯一确定了单粒子势的标量和矢量分量, 避免了已有工作中由于忽略负能态所导致的不确定性, 解决了 40 多年来 RBHF 计算中不能唯一确定单粒子势的问题。文章简要回顾 RBHF 理论的发展历史, 阐述包含负能态做 RBHF 计算的必要性, 介绍利用完备 Dirac 空间的 RBHF 理论, 研究核物质性质和中子星物质性质的最新进展, 包括有效质量、纯中子物质的每核子结合能、对称和纯中子物质的压强、中子星物质的粒子分数和状态方程、中子星的质量—半径关系和潮汐形变等。文章还展望了完备 Dirac 空间的 RBHF 理论在确定密度泛函理论参数、描述核子—原子核弹性散射和研究中子星内部强子—夸克相变等方面的应用。

**关键词：**相对论 Brueckner-Hartree-Fock 理论; 完备的 Dirac 空间; 纯中子物质; 中子星状态方程

中图分类号: O571.21 文献标志码: A DOI: [10.11804/NuclPhysRev.01.01.01](https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.01.01.01)

## 1 引言

如何从最基本的夸克和胶子自由度出发, 来解释和预言核多体系统的结构、反应和衰变等性质, 是核物理理论研究要解决的一个终极问题。由于强相互作用的低能非微扰特性, 解决这一终极问题目前还很困难<sup>[1]</sup>。一种更加可行的策略是, 从核子和介子的自由度出发, 构建核子之间所谓的现实核力, 再结合非微扰方法来处理核多体问题, 即核物理的第一性原理计算<sup>[2]</sup>。分析理论结果和实验数据的差异、评估核力和多体方法的不确定度, 对于第一性原理计算而言至关重要。

洛伦兹协变性是描述强相互作用的基本理论——量子色动力学所要求的对称性之一。在描述低能核物理现象时, 虽然相对论运动学的修正效应可以忽略, 但是考虑相对论框架下的洛伦兹协变性仍具有很多优势<sup>[3]</sup>。比如, 能够自然包含核子的自旋和赝自旋自由度, 解释原子核中较大的自旋—轨道劈裂和赝自旋对称性<sup>[4]</sup>; 自洽处理奇时间场; 解释核物质饱和的相对论机制<sup>[5]</sup>等。目

前, 相对论多体理论在描述原子核的基态和激发态性质上取得了较大成功<sup>[6-10]</sup>。不过这些研究大都基于密度泛函与有效核力, 有必要发展描述原子核的相对论第一性原理计算<sup>[11]</sup>。

Brueckner-Bethe-Goldstone (BBG) 理论是一种适用于从现实核力出发的非微扰核多体方法<sup>[12-13]</sup>。该方法起源于上世纪 50 年代, 由 Brueckner 等人类比多重散射理论提出, 后续 Bethe 将其从核物质推广到有限核, Goldstone 则给出了理论框架的严格推导。BBG 理论的核心思想是通过梯形图的重求和过程来处理现实核力的短程强排斥芯, 将现实核力软化成介质中的有效核力  $G$  矩阵。 $G$  矩阵相比于现实核力具有更好的微扰行为, 可以结合空穴线展开逐阶考虑 Goldstone 图对多体系统基态能量的贡献。如果只考虑两空穴线, 那么 BBG 理论就近似为 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 理论。从现实核力出发, BHF 理论可以定性地给出核物质的饱和特性。然而, 随着上世纪 60 年代后期在对称核物质系统中的广泛应用, 从不同两体力出发的 BHF 理论计算得到的饱和点都位于所谓的 Coester 线<sup>[14]</sup>上, 系统地偏离了饱和点的经验区域。这一困难在当时向核物质理论的研究提出了很大挑战<sup>[15-16]</sup>。为了改善 BHF 理论对核物质饱和性质的

收稿日期: 2023-12-25; 修改日期: 2023-12-25

基金项目: 国家自然科学基金项目青年科学基金项目(12205030);

作者简介: 王锶博(1994-), 男, 安徽六安人, 助理研究员, 博士, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: [sbwang@cqu.edu.cn](mailto:sbwang@cqu.edu.cn)

描述, 人们尝试考虑三体力的贡献<sup>[17-23]</sup>。通过唯象地调节三体力的大小, 可以给出符合经验值的核物质饱和性质<sup>[18,20,23]</sup>。

另一方面, 受 70 年代唯象相对论多体理论成功的鼓舞, 也有人尝试发展相对论的 Brueckner-Hartree-Fock (RBHF) 理论。基于微扰论, Anastasio 等人首先发现相对论框架包含了密度依赖的排斥效应<sup>[24]</sup>, 能够系统性地改善 BHF 理论的计算结果; Brown 等人指出该排斥效应来源于粒子—反粒子激发 ( $Z$  形图) 的贡献, 即相对论框架自然地考虑了重要的三体力效应<sup>[25]</sup>。随后 Horowitz 和 Serot 给出了理论框架的严格推导, 并利用唯象的  $\sigma - \omega$  核力模型对核物质进行了自洽求解<sup>[26]</sup>。1990 年, Brockmann 和 Machleidt 从能够满意描述核子—核子散射相移的现实核力出发, 给出了核物质结合能的相对论第一性原理预言<sup>[27]</sup>, 其中单玻色子交换势 Bonn A<sup>[28]</sup>给出的结果已经非常接近经验区域。

在以往的核物质相对论第一性原理研究中, 通常仅包含正能态做 RBHF 计算, 引入动量无关近似方法或投影方法从  $G$  矩阵提取核子的单粒子势。动量无关近似方法<sup>[27,29-30]</sup>假设单粒子势与动量无关并且忽略矢量势的空间分量, 然后计算两个不同动量点处的单粒子势能来提取标量势和矢量势的时间分量。由于动量点的选取方式不唯一, 动量无关近似方法得到的结果存在一定的不确定性。投影方法<sup>[26,31-32]</sup>将纯正能态空间的  $G$  矩阵投影到一组由 Dirac 矩阵组成的完备基上, 然后利用展开系数来计算单粒子势。由于只用到了在壳  $G$  矩阵的信息, 投影时可以选取不同的完备基, 如赝标 (ps) 和赝矢 (pv) 表示等, 还可以将  $G$  矩阵分为单  $\pi$  交换和减除部分 ( $T_{\text{Sub}}$ ) 并分开处理, 而计算得到的单粒子势也不唯一。

为了消除不同近似方法对核物质 RBHF 计算结果的影响, 需要同时考虑正负能态, 也就是在完备的 Dirac 空间中实现 RBHF 计算。早在 80 年代, Anastasio 等人最开始将 BHF 理论扩展至相对论框架时, 就通过微扰论的方法考虑了负能态的效应。在随后的 40 多年里, 陆续有不同的工作尝试在计算中包含负能态<sup>[33-36]</sup>。由于包含负能态大大增加了计算现实核力矩阵元和求解  $G$  矩阵的复杂性, 直到最近, 北京大学团队才首次实现了完备 Dirac 空间中核物质 RBHF 理论的自洽求解<sup>[37-41]</sup>。本文将简要介绍完备 Dirac 空间中的 RBHF 理论, 以及利用该方法描述核物质和中子星物质性质的最新进展。

## 2 完备 Dirac 空间中的 RBHF 理论

根据 RBHF 理论, 介质中的核子在一个平均场中运动, 该平均场由该核子与其他所有核子的相互作用提供。

核子的正能态旋量  $u_\tau(\mathbf{p}, s)$  满足如下的 Dirac 方程

$$[\alpha \cdot \mathbf{p} + \beta (M + \mathcal{U}_\tau)] u_\tau(\mathbf{p}, s) = E_{\mathbf{p}, \tau} u_\tau(\mathbf{p}, s), \quad (1)$$

其中  $\alpha$  和  $\beta$  是 Dirac 矩阵,  $M$  是核子的静止质量,  $s, \tau (= n, p)$  分别表示自旋和同位旋。根据对称性, Dirac 方程中描述平均场的单粒子势算符  $\mathcal{U}_\tau$  可以做如下分解

$$\mathcal{U}_\tau(\mathbf{p}) = U_{S, \tau}(p) + \gamma^0 U_{0, \tau}(p) + \gamma \cdot \hat{\mathbf{p}} U_{V, \tau}(p). \quad (2)$$

上式中  $U_{S, \tau}$ ,  $U_{0, \tau}$ , 和  $U_{V, \tau}$  分别表示标量势、矢量势的时间分量和空间分量,  $\hat{\mathbf{p}}$  是动量  $\mathbf{p}$  方向的单位矢量。

利用单粒子势的不同分量可以定义有效质量  $M_{\mathbf{p}, \tau}^*$ 、有效动量  $\mathbf{p}_\tau^*$  和有效能量  $E_{\mathbf{p}, \tau}^*$ ,

$$\mathbf{p}_\tau^* = \mathbf{p} + \hat{\mathbf{p}} U_{V, \tau}(p), \quad (3a)$$

$$M_{\mathbf{p}, \tau}^* = M + U_{S, \tau}(p), \quad (3b)$$

$$E_{\mathbf{p}, \tau}^* = E_{\mathbf{p}, \tau} - U_{0, \tau}(p), \quad (3c)$$

进而将 Dirac 方程 (1) 改写成类自由的形式,

$$(\alpha \cdot \mathbf{p}_\tau^* + \beta M_{\mathbf{p}, \tau}^*) u_\tau(\mathbf{p}, s) = E_{\mathbf{p}, \tau}^* u_\tau(\mathbf{p}, s). \quad (4)$$

于是可以解析求解得到核子的正能态和负能态

$$u_\tau(\mathbf{p}, s) = \sqrt{\frac{E_{\mathbf{p}, \tau}^* + M_{\mathbf{p}, \tau}^*}{2 M_{\mathbf{p}, \tau}^*}} \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\sigma \cdot \mathbf{p}_\tau^*}{E_{\mathbf{p}, \tau}^* + M_{\mathbf{p}, \tau}^*} \end{bmatrix} \chi_s \chi_\tau, \quad (5a)$$

$$v_\tau(\mathbf{p}, s) = \gamma^5 u_\tau(\mathbf{p}, s). \quad (5b)$$

其中  $\chi_s$  和  $\chi_\tau$  分别表示核子  $\tau$  的自旋和同位旋波函数。

根据定义, 单粒子势算符  $\mathcal{U}_\tau$  在完备的 Dirac 空间中有如下矩阵元,

$$\begin{aligned} \Sigma_\tau^{++}(p) &= \bar{u}_\tau(\mathbf{p}, 1/2) \mathcal{U}_\tau(\mathbf{p}) u_\tau(\mathbf{p}, 1/2) \\ &= U_{S, \tau}(p) + \frac{E_{\mathbf{p}, \tau}^*}{M_{\mathbf{p}, \tau}^*} U_{0, \tau}(p) + \frac{p_\tau^*}{M_{\mathbf{p}, \tau}^*} U_{V, \tau}(p), \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_\tau^{-+}(p) &= \bar{v}_\tau(\mathbf{p}, 1/2) \mathcal{U}_\tau(\mathbf{p}) u_\tau(\mathbf{p}, 1/2) \\ &= \frac{p_\tau^*}{M_{\mathbf{p}, \tau}^*} U_{0, \tau}(p) + \frac{E_{\mathbf{p}, \tau}^*}{M_{\mathbf{p}, \tau}^*} U_{V, \tau}(p), \end{aligned} \quad (6b)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_\tau^{--}(p) &= \bar{v}_\tau(\mathbf{p}, 1/2) \mathcal{U}_\tau(\mathbf{p}) v_\tau(\mathbf{p}, 1/2) \\ &= -U_{S, \tau}(p) + \frac{E_{\mathbf{p}, \tau}^*}{M_{\mathbf{p}, \tau}^*} U_{0, \tau}(p) + \frac{p_\tau^*}{M_{\mathbf{p}, \tau}^*} U_{V, \tau}(p). \end{aligned} \quad (6c)$$

利用这些矩阵元可以计算得到单粒子势的不同分量,

$$U_{S, \tau}(p) = \frac{\Sigma_\tau^{++}(p) - \Sigma_\tau^{--}(p)}{2}, \quad (7a)$$

$$U_{0, \tau}(p) = \frac{E_{\mathbf{p}, \tau}^*}{M_{\mathbf{p}, \tau}^*} \frac{\Sigma_\tau^{++}(p) + \Sigma_\tau^{--}(p)}{2} - \frac{p_\tau^*}{M_{\mathbf{p}, \tau}^*} \Sigma_\tau^{-+}(p), \quad (7b)$$

$$U_{V, \tau}(p) = -\frac{p_\tau^*}{M_{\mathbf{p}, \tau}^*} \frac{\Sigma_\tau^{++}(p) + \Sigma_\tau^{--}(p)}{2} + \frac{E_{\mathbf{p}, \tau}^*}{M_{\mathbf{p}, \tau}^*} \Sigma_\tau^{-+}(p). \quad (7c)$$

另一方面, 单粒子势算符的矩阵元可以通过对介质中的有效核力进行积分得到。在 RBHF 理论中, 这一有效核

力称为  $\mathbf{G}$  矩阵, 它对应现实核力  $V$  的无穷阶梯形图求和(图 1)。这一求和过程等价于求解描述介质中两核子散射的 Thompson 方程<sup>[27]</sup>

$$\begin{aligned} G_{\tau\tau'}(\mathbf{q}', \mathbf{q} | \mathbf{P}, W) &= V_{\tau\tau'}(\mathbf{q}', \mathbf{q} | \mathbf{P}) + \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} V_{\tau\tau'}(\mathbf{q}', \mathbf{k} | \mathbf{P}) \\ &\times \frac{Q_{\tau\tau'}(\mathbf{k}, \mathbf{P})}{W - E_{\mathbf{P}+\mathbf{k}, \tau} - E_{\mathbf{P}-\mathbf{k}, \tau'} + i\epsilon} G_{\tau\tau'}(\mathbf{k}, \mathbf{q} | \mathbf{P}, W), \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $\tau\tau' = nn, pp$  或者  $np$ 。简洁起见, 式(8)中略写了正负能态的指标。两核子散射的质心动量用  $\mathbf{P}$  表示, 散射初态、中间态和末态的相对动量分别用  $\mathbf{q}, \mathbf{k}$ , 和  $\mathbf{q}'$  表示。泡利算符  $Q(\mathbf{k}, \mathbf{P})$  要求中间态必须是费米面之上未被占据的状态,  $W$  是初始能量。

利用有效核力  $\mathbf{G}$  矩阵可以容易地得到单粒子势算符的矩阵元,

$$\Sigma_{\tau}^{++}(p) = \sum_{s'\tau'} \int_0^{k_F^{\tau'}} \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{M_{p', \tau'}^*}{E_{p', \tau'}^*} \langle \bar{u}_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) \bar{u}_{\tau'}(\mathbf{p}', s') | \bar{G}^{++}(W) | u_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) u_{\tau'}(\mathbf{p}', s') \rangle, \quad (9a)$$

$$\Sigma_{\tau}^{-+}(p) = \sum_{s'\tau'} \int_0^{k_F^{\tau'}} \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{M_{p', \tau'}^*}{E_{p', \tau'}^*} \langle \bar{v}_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) \bar{u}_{\tau'}(\mathbf{p}', s') | \bar{G}^{-+}(W) | u_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) u_{\tau'}(\mathbf{p}', s') \rangle, \quad (9b)$$

$$\Sigma_{\tau}^{--}(p) = \sum_{s'\tau'} \int_0^{k_F^{\tau'}} \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{M_{p', \tau'}^*}{E_{p', \tau'}^*} \langle \bar{v}_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) \bar{u}_{\tau'}(\mathbf{p}', s') | \bar{G}^{--}(W) | v_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) u_{\tau'}(\mathbf{p}', s') \rangle. \quad (9c)$$

进而提取单粒子势的不同分量。其中  $k_F^{\tau}$  表示核子  $\tau$  的费米动量。对于给定的总密度  $\rho = \rho_n + \rho_p$  和不对称度  $\alpha = (\rho_n - \rho_p)/\rho$ , 费米动量满足  $k_F^{\tau} = (3\pi^2 \rho/2)^{1/3} (1 + \tau_3 \alpha)^{1/3}$ , 其中对于中子/质子,  $\tau_3 = \pm 1$ 。在式(9)中,  $\bar{G}$  表示反对称化的  $\mathbf{G}$  矩阵, 上标中的  $\pm$  号表示正能态或者负能态。初始能量  $W$  等于散射初态两粒子的单粒子能量之和<sup>[37]</sup>。

单粒子势的提取依赖于  $\mathbf{G}$  矩阵, 而  $\mathbf{G}$  矩阵的计算又依赖于单粒子势, 因此方程(1), (7), (8) 和 (9) 需要联立迭代求解。求解过程严格地在完备的 Dirac 空间中执行, 不需要引入动量无关近似或者投影方法, 能够唯一地确定单粒子势的不同分量, 因而避免了计算结果对不同近似方法的依赖性。自洽迭代收敛后, 考虑两空穴线 Goldstone 图对多体系统基态能量的贡献(图 2), 可以

得到核物质系统的每核子结合能,

$$\begin{aligned} E/A &= \frac{1}{\rho} \sum_{s,\tau} \int_0^{k_F^{\tau}} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{M_{p,\tau}^*}{E_{p,\tau}^*} \langle \bar{u}_{\tau}(\mathbf{p}, s) | \gamma \cdot \mathbf{p} + M | u_{\tau}(\mathbf{p}, s) \rangle \\ &- M + \frac{1}{2\rho} \sum_{s,s',\tau,\tau'} \int_0^{k_F^{\tau}} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^{\tau'}} \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{M_{p,\tau}^*}{E_{p,\tau}^*} \frac{M_{p',\tau'}^*}{E_{p',\tau'}^*} \\ &\times \langle \bar{u}_{\tau}(\mathbf{p}, s) \bar{u}_{\tau'}(\mathbf{p}', s') | \bar{G}^{++++}(W) | u_{\tau}(\mathbf{p}, s) u_{\tau'}(\mathbf{p}', s') \rangle. \end{aligned} \quad (10)$$

关于完备 Dirac 空间中现实核力矩阵元的计算、初始能量的选取和 Thompson 方程的数值求解等细节, 可以参考文献<sup>[37]</sup>。

### 3 核物质性质

从现实核力 Bonn A 出发, 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论对核物质每核子结合能和单粒子势的描述如图 3 中红色实线所示。灰色阴影区域表示动量无关近似的结果, 其他颜色的曲线来源于投影方法。可以看出, 包含负能态的 RBHF 计算唯一地确定了每核子结合能和单粒子势的不同分量, 有效地避免了其他近似方法引入的不确定性。密度越高, Dirac 空间的完备性越重要。

核物质研究中通常引入有效质量的概念, 来描述强相互作用介质中单核子势的动量或者能量依赖性。相对论框架下的有效质量通常指 Dirac 质量  $M_{D,\tau}^* = M + U_{S,\tau}$ , 它通过静止质量  $M$  和单粒子势的标量分量  $U_{S,\tau}$  计算得到。因此 Dirac 质量的同位旋依赖性就反映了单粒子势标量分量的同位旋依赖性。如图 4 所示, 投影方法给出中子的 Dirac 质量小于质子的 Dirac 质量, 即  $M_{D,n}^* < M_{D,p}^*$ 。而动量无关近似方法则给出相反的结果, 即  $M_{D,n}^* > M_{D,p}^*$ 。文献<sup>[38]</sup> 通过严格处理同位旋自由度, 实现了完备 Dirac 空间中非对称核物质 RBHF 方程的自洽求解。所得结果表明中子的 Dirac 质量更小, 由此解决了近 25 年来不同近似方法关于 Dirac 质量同位旋劈裂符号的争议<sup>[42]</sup>。投影方法的结果定性上与完备空间的结果相符, 但是该近似方法高估了 Dirac 质量同位旋劈裂的大小。

非相对论有效质量  $M_{NR,\tau}^*$  是另一种受到广泛关注的有效质量。其同位旋劈裂  $M_{NR,n}^* - M_{NR,p}^*$  的符号和大小反映了有效核力复杂的同位旋依赖性和密度依赖性。目前原子核结构和反应的相关实验研究对有效质量劈裂的约束还有较大的不确定度, 因而基于第一性原理方法的研究就显得更加重要。如图 5 所示, 文献<sup>[43]</sup> 用完备 Dirac 空间的 RBHF 理论研究了饱和密度处非相对论有效质量随同位旋不对称度的变化。结果表明在丰中子环境下, 中子的非相对论有效质量大于质子的非相对论有

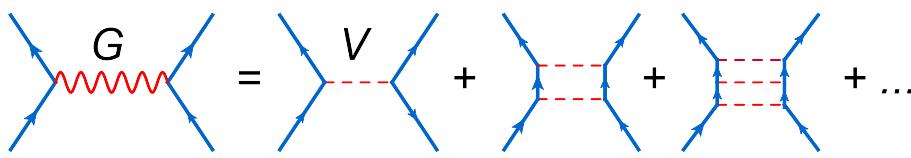


图 1 (在线彩图) RBHF 理论中有效核力  $G$  矩阵(波浪线)的定义, 其中虚线表示现实核力  $V$ , 箭头表示初态、末态或者中间态的核子, 省略号表示求和到无穷阶。

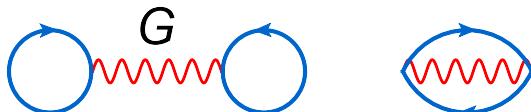


图 2 (在线彩图) RBHF 理论中对多体系统基态能量有贡献的两空穴线 Goldstone 图。

效质量。投影方法和考虑三体力的 BHF 计算均给出了定性上一致、定量上接近的结果。文献<sup>[43]</sup>还提取了饱和密度处非相对论有效质量同位旋劈裂的大小  $(M_{NR,n}^* - M_{NR,p}^*)/(M\alpha) = 0.187$ , 并且发现 Brueckner 类型的理论得到的同位旋劈裂在数值上都非常接近。这一结果有望为非相对论有效质量同位旋劈裂的理论和实验研究提供重要的参考。

纯中子物质是具有极端不对称度的无限大核物质系统, 只包含中子—中子相互作用, 很适合对不同核力模型和多体方法进行对比分析。在之前的对比工作中<sup>[44-46]</sup>, 通常只考虑非相对论框架下的第一性原理计算, 而忽略了基于相对论现实核力的 RBHF 理论。文献<sup>[41]</sup>给出了 RBHF 理论对纯中子物质每核子结合能的描述, 以及与非相对论第一性原理计算结果的对比。如图 6 所示, 基于相同核力 Bonn A, BHF 理论所得结果显著低于 RBHF 理论, 考虑三体力后, 两种方法的差异明显减小, 表明相对论框架自洽地包含了重要的三体力效应。非相对论的变分计算 APR 同样考虑了三体力的贡献, 所得结果在低于两倍饱和密度时与完备空间的结果较为接近。从手征核力出发, 在不确定度范围内, 多体微扰理论的每核子结合能与完备空间的结果是一致的。在密度达到  $0.3 \text{ fm}^{-3}$  时, 辅助场蒙特卡罗方法所得结果已经显示出与完备 Dirac 空间 RBHF 理论不同的预言。

核物质结合能随密度增加的快慢, 反映了状态方程的软硬, 通常用压强来表示。重离子碰撞(HIC)实验加速原子核使其发生碰撞, 每个核子的动能可以达到几百 MeV 甚至更高, 在碰撞中心区域的核物质密度可以达到数倍核物质饱和密度。通过测量不同方向出射粒子的动量再结合输运模型的数值模拟, 能够提取超过饱和密度处核物质的压强等性质。如图 7 所示, 对于对称核物质, 完备 Dirac 空间的计算结果在低密度处与非相对论变分计算的结果非常接近, 二者均符合重离子碰撞实验的约束<sup>[47]</sup>。对于纯中子物质, HIC 实验约束的结果会依赖

于输运模型中所采用的对称能的软硬。与非相对论变分计算不同, 完备 Dirac 空间的计算结果支持较硬对称能所给的约束<sup>[47]</sup>。这与完备 Dirac 空间的对称能斜率  $65.2 \text{ MeV}^{[38]}$  大于非相对论变分计算的结果  $50.0 \text{ MeV}^{[48]}$  是一致的。

#### 4 中子星物质的性质

中子星是宇宙中最致密的可见天体, 是研究致密强相互作用物质性质的理想实验室。中子星的天文观测和理论研究的一个重要目标是得到中子星物质的状态方程, 即压强  $P$  和能量密度  $\epsilon$  随着密度  $\rho$  的变化。数例大质量中子星的天文观测和 NICER 团队对中子星质量和半径的联合观测为状态方程提供了重要的约束。近年来, 双中子星并合引力波事件 GW170817 为人们研究中子星内部结构提供了新的机遇, 开启了包括电磁波、引力波、中微子在内的多信使天文学时代。

RBHF 理论通过求解介质中的散射方程可以自洽得到密度依赖的  $G$  矩阵, 有望为极端高密的中子星物质提供重要的相对论第一性原理预言。中子星的内部组分对于理解中子星的内部结构及相关联的物理现象, 如自转跃变<sup>[49-50]</sup>、中子星冷却<sup>[51-52]</sup>等, 具有重要意义。假设中子星物质由满足  $\beta$  平衡和电中性条件的核子和轻子组成, 不考虑在高密度处可能出现的超子、夸克凝聚和强子—夸克相变等自由度, 利用对称核物质和纯中子物质的每核子结合能, 可以很容易地计算得到中子星物质的粒子分数。如图 8 所示, 中子在中子星物质中占据绝对的主导地位。随着重子数密度的增加, 中子的占比逐渐减小, 质子和电子的粒子分数逐渐增加。在  $\rho = 0.144 \text{ fm}^{-3}$  时中子星物质中开始出现缪子。密度继续升高至  $\rho = 0.432 \text{ fm}^{-3}$ , 中子星内部可以发生直接 Urca 过程, 此时质子分数为 0.127。基于中子星物质的粒子分数, 可以很方便地计算得到中子星物质的压强和能量密度。如图 9 所示, 文献<sup>[41]</sup>给出了 RBHF 理论得到的中子星物质的状态方程, 所得结果满足引力波数据的约束, 以及地面重离子碰撞实验和天文观测的联合约束。特别地, 根据图 9(b), 在  $\rho = 0.25 \text{ fm}^{-3}$  附近, 完备 Dirac 空间得到的状态方程最软, 与实验约束最为相符。

将状态方程代入中子星的结构方程可以求解得到静

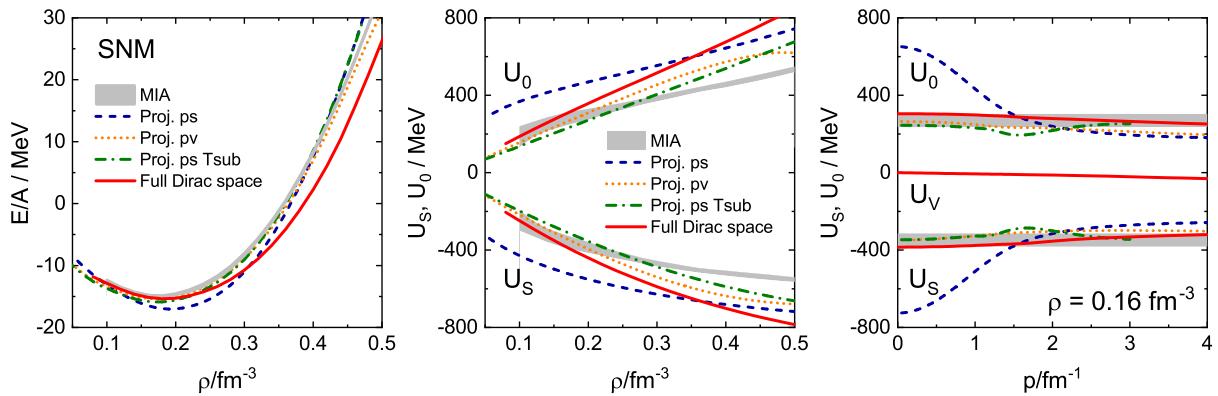


图3 (在线彩图) 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论得到的核物质结合能和单粒子势 (Full Dirac space), 以及与动量无关近似 (MIA) 和投影方法 (Proj.) 的对比<sup>[37]</sup>。

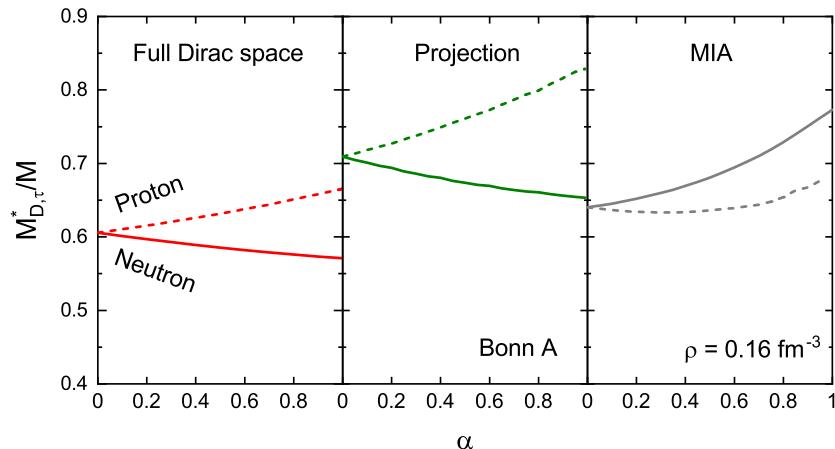


图4 (在线彩图) 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论计算得到的 Dirac 质量随同位旋不对称度的变化 (左), 以及与投影方法 (中) 和动量无关近似方法 (右) 所得结果的比较<sup>[38]</sup>。

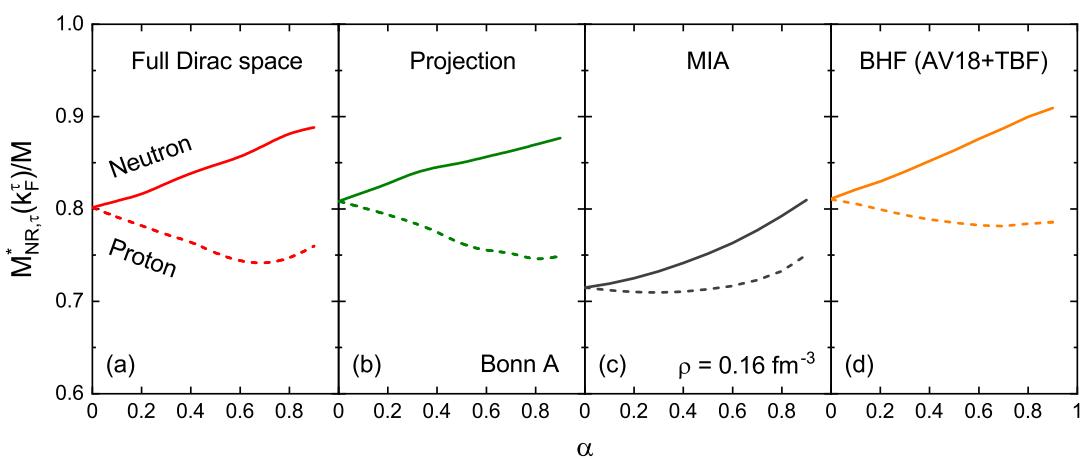


图5 (在线彩图) 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论计算得到的非相对论有效质量随同位旋不对称度的变化 (a), 以及与投影方法 (b) 和动量无关近似方法 (c) 所得结果的比较。图中还给出了基于 AV18 和微观三体力 (TBF), 非相对论 BHF 理论的计算结果 (d)<sup>[43]</sup>。

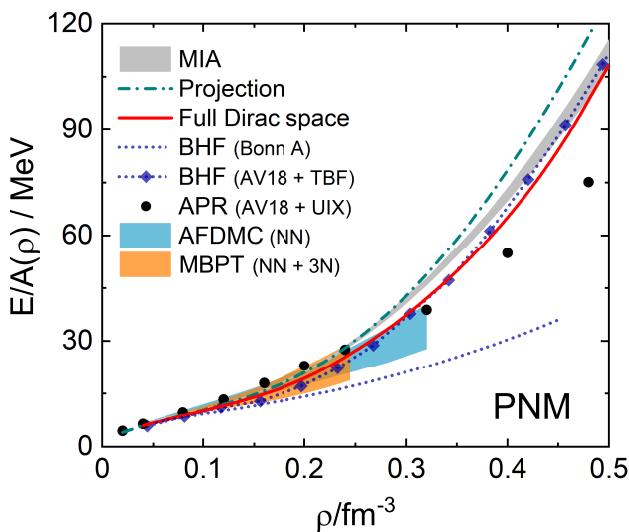


图 6 (在线彩图) 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论计算得到的纯中子物质的每核子结合能随密度的变化 (红色实线), 以及与动量无关近似 (灰色阴影) 和投影方法 (绿色虚线) 的比较<sup>[41]</sup>。图中还给出了非相对论第一性原理方法的计算结果, 包括考虑 (蓝色菱形) 和不考虑 (蓝色虚线) 三体力的 BHF 理论、非相对论变分方法 (APR, 黑色圆点)、辅助场蒙特卡罗方法 (AFDMC) 和多体微扰理论 (MBPT)。

态球对称中子星的质量—半径关系。文献<sup>[38]</sup>给出了完备 Dirac 空间的 RBHF 理论对质量—半径关系的预言。对于 1.4 倍太阳质量的中子星, 完备空间下的计算表明其半径为 11.97 km, 与 NICER 团队对脉冲星 PSR J0030+0451 质量和半径的联合观测相符。完备空间下给出的中子星的最大质量为 2.43 倍太阳质量, 满足现阶段大质量中子星的天文观测约束。文献<sup>[39]</sup>进一步给出了基于投影方法和动量无关近似方法的计算结果。如图 10 所示, 和完备空间的结果相比, 投影方法和动量无关近似方法得到的 1.4 倍太阳质量的中子星的半径更大, 对应于 2-3 倍经验饱和密度处这两种近似方法得到的状态方程更硬。

利用中子星物质的状态方程, 还可以计算得到中子星的潮汐形变量  $\Lambda$ , 其描述了中子星在伴星的引力场中产生潮汐形变的难易程度。 $\Lambda$  越小表示中子星越容易产生形变, 对应的状态方程越软。文献<sup>[39]</sup>采用完备 Dirac 空间的 RBHF 理论, 计算得到了中子星的潮汐形变量随中子星质量的变化。1.4 倍太阳质量中子星的潮汐形变量为 376, 满足基于引力波事件 GW170817 得到的约束  $190^{+390}_{-120}$ 。对于发生该引力波事件的双星系统, 天文观测表明该系统的啁啾质量为  $\mathcal{M} = (M_1 M_2)^{3/5} (M_1 + M_2)^{-1/5} = 1.188 M_\odot$ , 其中  $M_\odot$  为太阳质量。通过固定啁啾质量  $\mathcal{M}$  并改变  $M_1$ , 文献<sup>[41, 56]</sup>计算得到了  $\Lambda_2$  随  $\Lambda_1$  的变化。所得结果满足基于引力波数据对两颗星体潮汐形变量的约束, 并且完备空间的计算结果更接近约束的中心值。

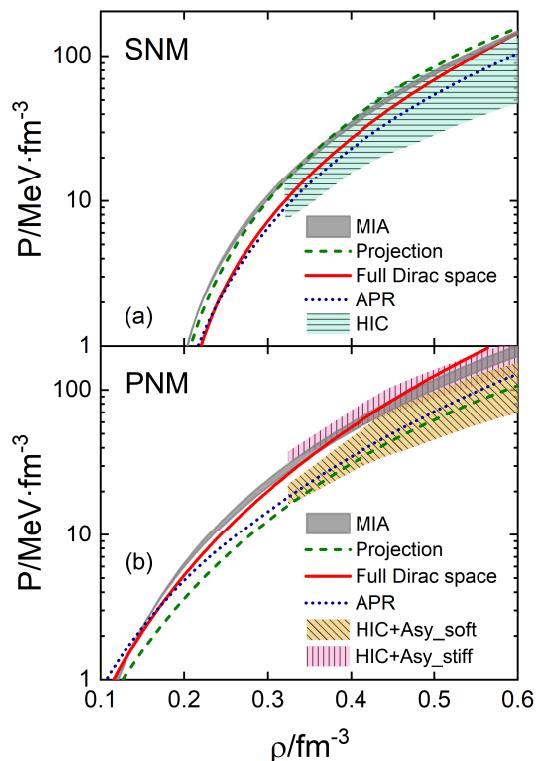


图 7 (在线彩图) 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论计算得到的对称核物质 (a) 与纯中子物质 (b) 的压强  $P$  随密度  $\rho$  的变化 (红色实线), 以及与投影方法 (绿色点虚线)、动量无关近似方法 (灰色阴影)、非相对论变分计算 (APR) 和基于重离子碰撞流数据所提取的约束 (HIC)<sup>[47]</sup> 的对比。“Asy\_soft” 和 “Asy\_stiff” 分别表示在输运模型中采取较软和较硬的对称能。

除了质量—半径关系和潮汐形变, 中子星的转动惯量也可以反映中子星内部结构的信息, 因而可以为约束状态方程提供新的思路。目前实验上主要通过测量双星系统的自旋—轨道耦合来测量中子星的转动惯量。通过对双脉冲星系统 PSR J0737-3039 的持续观测, 目前已经确定该系统中质量较大星体 (PSR J0737-3039A) 的转动惯量小于  $3 \times 10^{45} \text{ g cm}^2$ 。文献<sup>[55]</sup>利用完备 Dirac 空间的 RBHF 理论, 预言了该星体的转动惯量为  $1.356 \times 10^{45} \text{ g cm}^2$ 。后续的天文观测可以得到更精确的实验数据, 有望为中子星物质的状态方程提供更严格的约束。

## 5 结论与展望

相对论 Brueckner-Hartree-Fock (RBHF) 理论是相对论框架下重要的第一性原理方法, 自洽地包含了重要的三体力效应, 可以给出与经验值相符的核物质饱和性质。在完备的 Dirac 空间中自洽求解核物质 RBHF 方程, 能够准确得到单粒子势的动量、密度和同位旋依赖性, 进而给出高密度和高不对称度核物质性质的可靠描述。由于同时考虑了核子的正能态和负能态, 完备 Dirac 空间

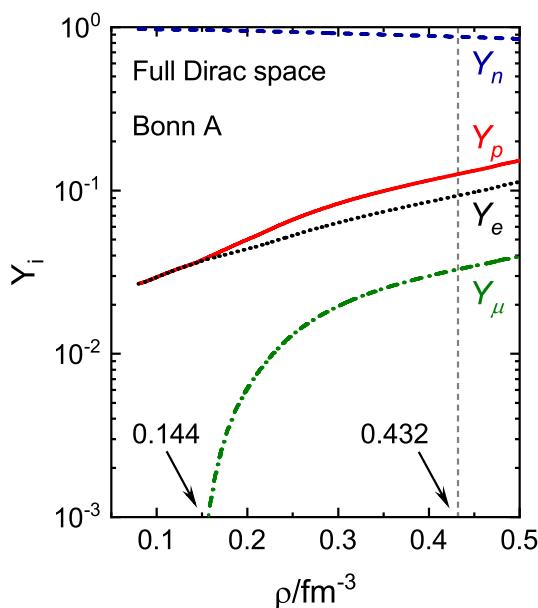


图 8 (在线彩图) 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论计算得到的中子星物质的粒子分数  $Y_i (i = n, p, e, \mu)$  随重子数密度的变化<sup>[39]</sup>。

的自治计算避免了已有工作中由于忽略负能态所导致的不确定性，澄清了不同近似方法关于 Dirac 质量同位旋劈裂的争议，并且为纯中子物质的每核子结合能提供了重要的相对论第一性原理参考。完备 Dirac 空间的 RBHF 理论还给出了满足引力波数据和重离子碰撞实验约束的中子星物质的状态方程，所得质量—半径关系和潮汐形变等满足多信使时代下天文观测对理论模型的约束。

RBHF 理论的出发点是能够准确描述自由空间核子—核子散射数据的现实核力，在核多体计算中没有引入可调参数，所得结果可以作为赝数据来帮助确定密度泛函理论中的待定参数。特别地，为再现 RBHF 理论计算得到的 Dirac 质量劈裂，需要在密度泛函中包含  $\delta$  介子以考虑有效核力的同位旋依赖性。此外，相对论密度泛函理论计算得到的非相对论有效质量的同位旋劈裂在符号上均与 RBHF 理论的计算结果相反，这很可能意味着在构建原子核的能量密度泛函时需要考虑超越平均场的效应。

从单粒子势的标量和矢量分量出发，结合局域密度近似可以导出有限核光学势，进而给出核子—原子核弹性散射的微观描述。基于投影方法，已有工作结合 RBHF 理论和局域密度近似构建了微观光学势，通过调整少数几个参数，满意地描述了 200 MeV 以下  $^{12}\text{C}$  至  $^{208}\text{Pb}$  的核子—原子核弹性散射<sup>[57]</sup>。在未来的工作中，有必要从完备 Dirac 空间的单粒子势出发，导出光学势的中心项和自旋—轨道项，不调整任何参数，给出核子—原子核弹性散射的相对论第一性原理预言。

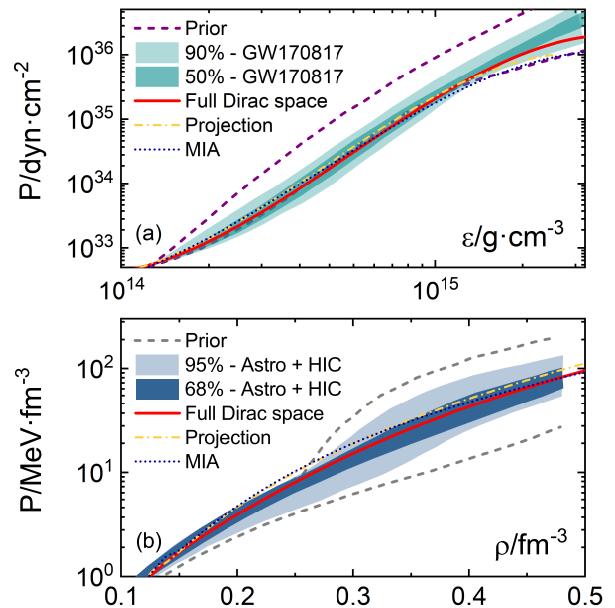


图 9 (在线彩图) 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论计算得到的中子星物质的压强  $P$  随 (a) 能量密度  $\epsilon$  和 (b) 密度  $\rho$  的变化 (红色实线)，与投影方法 (橙色点虚线)、动量无关近似方法 (蓝色点线)、文献<sup>[53]</sup> 基于引力波数据所得约束 (绿色阴影)、和文献<sup>[54]</sup> 结合天文观测数据和重离子碰撞数据所得约束 (蓝色阴影) 的对比<sup>[41]</sup>。

由于 RBHF 理论对中子星物质性质的满意描述，目前已有工作尝试将该理论与量子色动力学 (QCD) 的非微扰连续场论方法结合，描述中子星内部可能的强子-夸克相变<sup>[58]</sup>。在动量无关近似下，结合理论计算和天文观测，初步探索倾向于在大质量中子星内部发生了核物质到夸克物质的连续过渡。考虑到包含负能态做 RBHF 计算的诸多优势，有必要采用完备 Dirac 空间的 RBHF 理论，结合基于夸克和胶子自由度的非微扰方法，进一步研究中子星的内部结构及物态。

应当指出，RBHF 理论只是空穴线展开理论的二阶近似，为考虑三空穴线图对核物质基态能量的贡献，需要在相对论框架下自治求解 Bethe-Faddeev 方程得到介质内的三体散射矩阵。这一方向目前还鲜有人尝试。此外，作为 RBHF 计算通常的出发点，Bonn 势虽然能够满意描述两体散射数据，但是很难与强相互作用的基本理论建立联系。在未来的工作中，可以考虑从相对论的手征核力<sup>[59]</sup> 出发，考察如何自治给出单粒子势的标量和矢量分量，分析 QCD 基本对称性及其破缺在核多体系统中的重要效应。

## 参考文献

- [1] DRISCHLER C, HAXTON W, MCALVAIN K, et al. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2021, 121: 103888. DOI: [10.1016/j.ppnp.2021.103888](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2021.103888).

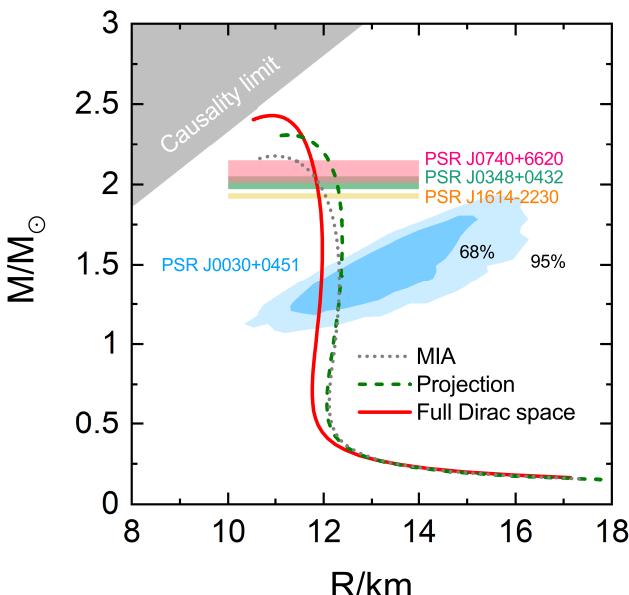


图 10 (在线彩图) 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论计算得到的中子星质量—半径关系 (红色实线), 与投影方法 (绿色虚线)、动量无关近似方法 (灰色点线) 的对比。实验数据取自大质量中子星的天文观测 (水平阴影带) 和 NICER 团队关于脉冲星 PSR J0030+0451 质量和半径的联合约束 (蓝色阴影带)<sup>[55]</sup>。

- [2] HERGERT H. Frontiers in Physics, 2020, 8. DOI: [10.3389/fphy.2020.00379](https://doi.org/10.3389/fphy.2020.00379).
- [3] RING P. Physica Scripta, 2012, 2012(T150): 014035. DOI: [10.1088/0031-8949/2012/T150/014035](https://doi.org/10.1088/0031-8949/2012/T150/014035).
- [4] LIANG H, MENG J, ZHOU S G. Physics Reports, 2015, 570: 1. DOI: [10.1016/j.physrep.2014.12.005](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2014.12.005).
- [5] WALECKA J D. The relativistic nuclear many-body problem[M/OL]. Boston, MA: Springer US, 1986: 229-271. DOI: [10.1007/978-1-4684-5179-5\\_8](https://doi.org/10.1007/978-1-4684-5179-5_8).
- [6] RING P. Progress in Particle and Nuclear Physics, 1996, 37: 193. DOI: [10.1016/0146-6410\(96\)00054-3](https://doi.org/10.1016/0146-6410(96)00054-3).
- [7] VREtenar D, AFANASjev A, LALAZISSIS G, et al. Physics Reports, 2005, 409(3): 101. DOI: [10.1016/j.physrep.2004.10.001](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2004.10.001).
- [8] MENG J, TOKI H, ZHOU S, et al. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2006, 57(2): 470. DOI: [10.1016/j.ppnp.2005.06.001](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2005.06.001).
- [9] NIKšić T, VREtenar D, RING P. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2011, 66(3): 519. DOI: [10.1016/j.ppnp.2011.01.055](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2011.01.055).
- [10] MENG J. Relativistic density functional for nuclear structure[M/OL]. WORLD SCIENTIFIC, 2016. DOI: [10.1142/9872](https://doi.org/10.1142/9872).
- [11] SHEN S, LIANG H, LONG W, et al. Prog Part Nucl Phys, 2019, 109: 103713. DOI: [10.1016/j.ppnp.2019.103713](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2019.103713).
- [12] DAY B D. Reviews of Modern Physics, 1967, 39(4): 719. DOI: [10.1103/RevModPhys.39.719](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.39.719).
- [13] BALDO M, MAIERON C. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2007, 34(5): R243. DOI: [10.1088/0954-3899/34/5/r01](https://doi.org/10.1088/0954-3899/34/5/r01).
- [14] COESTER F, COHEN S, DAY B, et al. Phys Rev C, 1970, 1(3): 769. DOI: [10.1103/PhysRevC.1.769](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.1.769).
- [15] DAY B D. Phys Rev Lett, 1981, 47: 226. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.47.226>.
- [16] DAY B D, WIRINGA R B. Phys Rev C, 1985, 32: 1057. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.32.1057>.
- [17] GRANGÉ P, LEJEUNE A, MARTZOLFF M, et al. Phys Rev C, 1989, 40: 1040. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.40.1040>.
- [18] BALDO M, BOMBACI I, BURGIO G F. Astron Astrophys, 1997, 328: 274.
- [19] ZUO W, LEJEUNE A, LOMBARDO U, et al. Nuclear Physics A, 2002, 706(3): 418. DOI: [10.1016/S0375-9474\(02\)00750-9](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)00750-9).
- [20] ZHOU X R, BURGIO G F, LOMBARDO U, et al. Phys Rev C, 2004, 69: 018801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.018801>.
- [21] LI Z H, LOMBARDO U, SCHULZE H J, et al. Phys Rev C, 2006, 74: 047304. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.74.047304>.
- [22] LI Z H, LOMBARDO U, SCHULZE H J, et al. Phys Rev C, 2008, 77: 034316. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.77.034316>.
- [23] VIDAÑA I, PROVIDÊNCIA C M C, POLL S A, et al. Phys Rev C, 2009, 80: 045806. DOI: [10.1103/PhysRevC.80.045806](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.045806).
- [24] ANASTASIO M R, CELENZA L S, SHAKIN C M. Phys Rev C, 1981, 23: 2273. DOI: [10.1103/PhysRevC.23.2273](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.23.2273).
- [25] BROWN G E. Physica Scripta, 1987, 36(2): 209. DOI: [10.1088/0031-8949/36/2/003](https://doi.org/10.1088/0031-8949/36/2/003).
- [26] HOROWITZ C J, SEROT B D. Nuclear Physics A, 1987, 464(4): 613. DOI: [10.1016/0375-9474\(87\)90370-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(87)90370-8).
- [27] BROCKMANN R, MACHLEIDT R. Phys Rev C, 1990, 42: 1965. DOI: [10.1103/PhysRevC.42.1965](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.42.1965).
- [28] MACHLEIDT R. Adv Nucl Phys, 1989, 19: 189.
- [29] ALONSO D, SAMMARRUCA F. Phys Rev C, 2003, 67: 054301. DOI: [10.1103/PhysRevC.67.054301](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.67.054301).
- [30] TONG H, REN X L, RING P, et al. Phys Rev C, 2018, 98: 054302. DOI: [10.1103/PhysRevC.98.054302](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.054302).
- [31] GROSS-BOELTING T, FUCHS C, FAESSLER A. Nucl Phys, A, 1999, 648: 105. DOI: [10.1016/S0375-9474\(99\)00022-6](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(99)00022-6).
- [32] VAN DALEN E N E, FUCHS C, FAESSLER A. Nuclear Physics A, 2004, 744: 227. DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2004.08.019](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.08.019).
- [33] POSCHENRIEDER P, WEIGEL M K. Phys Rev C, 1988, 38(1): 471. DOI: [10.1103/PhysRevC.38.471](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.38.471).
- [34] HUBER H, WEBER F, WEIGEL M K. Phys Rev C, 1995, 51(4): 1790. DOI: [10.1103/PhysRevC.51.1790](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.51.1790).
- [35] DE JONG F, LENSKE H. Phys Rev C, 1998, 58: 890. DOI: [10.1103/PhysRevC.58.890](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.58.890).
- [36] KATAYAMA T, SAITO K. Phys Lett B, 2015, 747: 43. DOI: [10.1016/j.physletb.2015.03.039](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.03.039).
- [37] WANG S, ZHAO Q, RING P, et al. Phys Rev C, 2021, 103: 054319. DOI: [10.1103/PhysRevC.103.054319](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.054319).
- [38] WANG S, TONG H, ZHAO Q, et al. Phys Rev C, 2022, 106: L021305. DOI: [10.1103/PhysRevC.106.L021305](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.106.L021305).
- [39] TONG H, WANG C, WANG S. The Astrophysical Journal, 2022, 930(2): 137. DOI: [10.3847/1538-4357/ac65fc](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac65fc).
- [40] WANG S, TONG H, WANG C. Phys Rev C, 2022, 105: 054309. DOI: [10.1103/PhysRevC.105.054309](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.054309).
- [41] QU X, TONG H, WANG C, et al. Sci China-Phys Mech Astron, 2023, 66(4): 242011. DOI: [10.1007/s11433-022-2048-3](https://doi.org/10.1007/s11433-022-2048-3).
- [42] ULRYCH S, MÜTHER H. Phys Rev C, 1997, 56: 1788. DOI: [10.1103/PhysRevC.56.1788](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.1788).
- [43] WANG S, TONG H, ZHAO Q, et al. Phys Rev C, 2023, 108: L031303. DOI: [10.1103/PhysRevC.108.L031303](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.108.L031303).
- [44] BALDO M, POLL S A, RIOS A, et al. Phys Rev C, 2012, 86: 064001.

DOI: [10.1103/PhysRevC.86.064001](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.064001).

- [45] PIARULLI M, BOMBACI I, LOGOTETA D, et al. Phys Rev C, 2020, 101: 045801. DOI: [10.1103/PhysRevC.101.045801](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.045801).
- [46] LOVATO A, BOMBACI I, LOGOTETA D, et al. Phys Rev C, 2022, 105: 055808. DOI: [10.1103/PhysRevC.105.055808](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.055808).
- [47] DANIELEWICZ P, LACEY R, LYNCH W G. Science, 2002, 298 (5598): 1592. DOI: [10.1126/science.1078070](https://doi.org/10.1126/science.1078070).
- [48] MARGUERON J, HOFFMANN CASALI R, GULMINELLI F. Phys Rev C, 2018, 97: 025805. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.025805>.
- [49] ANDERSSON N, GLAMPEDAKIS K, HO W C G, et al. Phys Rev Lett, 2012, 109: 241103. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.241103>.
- [50] SHANG X, LI A. The Astrophysical Journal, 2021, 923(1): 108. <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac2e94>.
- [51] PAGE D, PRAKASH M, LATTIMER J M, et al. Phys Rev Lett, 2011, 106: 081101. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.081101>.
- [52] DONG J M, LOMBARDO U, ZHANG H F, et al. The Astrophysical Journal, 2016, 817(1): 6. <https://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/817/1/6>.
- [53] ABBOTT B P, ET AL. Phys Rev Lett, 2018, 121: 161101. DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.161101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.161101).
- [54] HUTH S, PANG P T H, TEWS I, et al. Nature, 2022, 606(7913): 276. DOI: [10.1038/s41586-022-04750-w](https://doi.org/10.1038/s41586-022-04750-w).
- [55] WANG S, WANG C, TONG H. Phys Rev C, 2022, 106: 045804. DOI: [10.1103/PhysRevC.106.045804](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.106.045804).
- [56] TONG H, ZHAO P, MENG J. Phys Rev C, 2020, 101: 035802. DOI: [10.1103/PhysRevC.101.035802](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.035802).
- [57] XU R, MA Z, ZHANG Y, et al. Phys Rev C, 2016, 94(3): 034606. DOI: [10.1103/PhysRevC.94.034606](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.034606).
- [58] QIN P, BAI Z, WANG S, et al. Phys Rev D, 2023, 107: 103009. DOI: [10.1103/PhysRevD.107.103009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.103009).
- [59] LU J X, WANG C X, XIAO Y, et al. Phys Rev Lett, 2022, 128: 142002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.128.142002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.142002).

## Relativistic *ab initio* studies for nuclear matter and neutron star matter

WANG Sibo<sup>1</sup>, QU Xiaoying<sup>2</sup>, TONG Hui<sup>3</sup>, WANG Chencan<sup>4</sup>, ZHAO Qiang<sup>5</sup>, RING Peter<sup>6</sup>, MENG Jie<sup>7</sup>

(1. Department of Physics, Chongqing University, Chongqing 401331, China;

2. School of Physics and Mechatronic Engineering, Guizhou Minzu University, Guiyang 550025, China;

3. Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik and Bethe Center for Theoretical Physics, Universität Bonn, Bonn D-53115, Germany;

4. School of Physics and astronomy, Sun Yat-Sen University, Zhuhai 519082, China;

5. Center for Exotic Nuclear Studies, Institute for Basic Science, Daejeon 34126, Korea;

6. Department of Physik, Technische Universität München, Garching D-85747, Germany;

7. State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

**Abstract:** Relativistic Brueckner-Hartree-Fock (RBHF) theory is one of the most important *ab initio* method in the relativistic framework, where the saturation properties of nuclear matter could be described satisfactorily without introducing three-body forces. By achieving the self-consistent solution of the RBHF equations for nuclear matter in the full Dirac space, the scalar and vector components of the single-particle potential have been determined uniquely, the uncertainties caused by the neglect of negative-energy states (NESs) have been avoided, and the long-standing problem of not being able to determine the single-particle potential has been solved. The history of the RBHF theory is briefly reviewed, and the necessity of considering NESs is illustrated. The latest results of nuclear matter and neutron star matter by the RBHF theory in the full Dirac space are discussed, including the effective mass, the binding energy of pure neutron matter, the pressure of symmetric and pure neutron nuclear matter, the particle fractions as well as the equation of state for neutron star matter, and the mass-radius relation as well as the tidal deformability of a neutron star. Possible applications of the RBHF theory in the full Dirac space are also discussed, including the calibration of the parameters in density functional theory, the microscopic description of nucleon-nucleus scattering, and the research on the hadron-quark transition inside neutron stars.

**Key words:** relativistic Brueckner-Hartree-Fock theory; full Dirac space; pure neutron matter; neutron star equation of state

Received date: 25 Dec. 2023; Revised date: 25 Dec. 2023

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (12205030);

Corresponding author: WANG Sibo, E-mail: [sbwang@cqu.edu.cn](mailto:sbwang@cqu.edu.cn)